

В мазерных механизмах направленность возникает естественно. Рассматривались две возможности. Одна — мазерное излучение вблизи поверхности нейтронной звезды (Чиу и Кануто, 1971; Гинзбург и др., 1969). В последней работе предполагается, что наблюдаемая частота радиовсплеска близка к плазменной частоте в потоке плазмы. Вторая возможность — излучение вне светового цилиндра (см., например, Мичел, 1971). Однако в последнем случае трудно понять устойчивость формы импульса, а главное, фазировку импульсов в оптической, рентгеновской и радиообластях, как это наблюдается у пульсара в Крабовидной туманности.

К настоящему времени излучение вне радиодиапазона обнаружено только у трех радиопулсаров. Наиболее хорошо изученным в различных диапазонах (от радио- до гамма-диапазона) является пульсар в Крабовидной туманности. Оптическое и рентгеновское излучение пульсара в Крабовидной туманности поляризовано, и главное, имеет степенной спектр с индексом, близким к индексу спектра излучения самой туманности. На этом основании Шкловский (1970) выдвинул гипотезу, что механизм излучения как туманности, так и пульсара есть синхротронное излучение одних и тех же электронов. Острый пик оптических импульсов в Крабовидной туманности свидетельствует о том, что некоторые частицы излучают пучок с шириной меньше 10^{-2} радиан.

Сравнение пульсара в Крабовидной туманности и пульсара в Парусах показывает, что мощность оптического излучения очень сильно уменьшается с увеличением периода пульсаций — примерно как $\sim P^{-1.2}$. Этот факт не имеет пока удовлетворительного объяснения.

Рентгеновское излучение быстро вращающихся пульсаров, по-видимому, тоже имеет синхротронную природу. Однако конкретный механизм пока также не выяснен (Манчестер и Тейлор, 1980).

§ 5. Каверны вокруг нейтронных звезд

У эжектирующих звезд окружающая плазма останавливается свободными электронами волн и релятивистскими частицами. Каковы форма и свойства границы в этом случае?

Рассмотрим эту задачу, следуя работе Липунова и Прохорова (1983). Удобно начать с ситуации, когда нейтронная звезда находится в двойной системе. Здесь речь идет, конечно, о двойных системах, в которых нейтронная звезда находится в паре с нормальной звездой, теряющей вещество. Как показало численное моделирование эволюции нейтронных звезд, доля эжектирующих звезд в массивных системах с нормальными компонентами достигает нескольких десятков процентов от общего числа двойных систем (см. гл. X). До сих пор нет "надежных" кандидатов среди наблюдаемых источников в такие объекты. Тем не менее, нет сомнений в том, что они должны быть. В § 9 этой главы мы рассмотрим источники с подходящими свойствами.

Каверны в двойных системах. Пусть нейтронная звезда, обладающая магнитовращательной светимостью L_m , входит в состав двойной системы (большая полуось a) с нормальной звездой, теряющей вещество в виде звездного ветра (темп потери \dot{M}_0).

Найдем радиус Шварцмана в соответствии с определением гл. III и равенством давления плазмы и электромагнитного давления P_m :

$$P_A = \rho v^2 = \frac{\dot{M}}{4\pi a^2} v_w = P_m = \frac{L_m}{4\pi R^2 c},$$

где R – расстояние от нейтронной звезды. Радиус Шварцмана равен

$$R_{Sh} = a \left(\frac{L_m}{\dot{M}_0 v_w c} \right)^{1/2} \quad (38.VII)$$

Для оценок удобно использовать то обстоятельство, что в случае горячих звезд темп истечения, светимость и скорость ветра связаны приближенным эмпирическим соотношением (см., например, Барлоу и Кухи, 1977):

$$\dot{M}_0 = \alpha_w \frac{L_0}{v_w c},$$

где $\alpha_w \approx 0,2 \div 0,4$. Тогда приближенно:

$$R_{Sh} \approx \left(\frac{L_m}{L_0} \right)^{1/2} \cdot a. \quad (39.VII)$$

Светимость нормальных звезд с массой от нескольких масс Солнца до нескольких десятков масс Солнца лежит в пределах от 10^{34} эрг/с до $10^{38} - 10^{39}$ эрг/с. В таких же широких пределах заключены магнито-вращательные светимости нейтронных звезд. Для старых радиопульсаров $L_m \approx 10^{30}$ эрг/с, а для молодых L_m может достигать $10^{38} - 10^{40}$ эрг/с. Соотношение (39.VII) показывает, что в разных двойных системах и на разных этапах эволюции могут реализовываться совершенно разные ситуации: как $R_{Sh} \geq a$, так и $R_{Sh} \ll a$. Это означает, что в общем случае при расчете формы каверны необходимо учитывать близость нормальной звезды.

Рассчитаем форму каверны вокруг нейтронной звезды, полагая, что релятивистский ветер, эжектируемый нейтронной звездой, сферически-симметричен. Будем также полагать, что $R_{Sh} > R_G$. На границе каверны (рис. 91) должно выполняться условие равновесия

$$\begin{aligned} \frac{\dot{M} v_w}{4\pi R_0^2} \cos^2 \psi + P_g &= \\ &= \frac{L_m}{4\pi R^2 c} \cos^2 \chi + \frac{\delta L_m t}{3V}, \end{aligned} \quad (40.VII)$$

где R_0 – расстояние от нормальной звезды, V – объем каверны, $P_g = n_i k_B T_i + n_e k_B T_e$ – газовое давление. Второй член в правой части

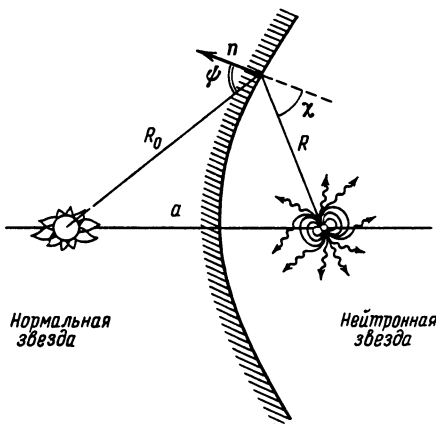


Рис. 91. К расчету формы границы каверны

уравнения равновесия (40.VII) описывает вклад давления магнитодипольного излучения, которое отражается от стен каверны и накапливается внутри ее. Фактор $\delta = 0$ для открытой каверны и $\delta \approx 1$ для закрытой каверны. Статистическое газовое давление P_g представляется в виде

$$P_g = AR_0^{-n-2}.$$

Для изотермического звездного ветра (а именно такой случай, как правило, и реализуется) $n = 0$. Перейдем к безразмерным переменным

$$r = \frac{R}{a}; \quad r_0 = \frac{R_0}{a}; \quad r_{Sh} = \frac{R_{Sh}}{a};$$

$$\tau = \frac{ct}{a}; \quad v = \frac{V}{a^3}; \quad k = \frac{AR^{-n}}{4\pi\dot{M}_0 v_w}$$

Тогда уравнение (40.VII) принимает вид

$$\frac{\cos^2 \psi}{r_0^2} + \frac{k}{r_0^{-n-2}} = \frac{r_{Sh}^2}{r^2} \cos^2 \chi + \frac{\delta \tau}{v} \cdot \frac{4\pi}{3} r_{Sh}^2. \quad (41.VII)$$

Рассмотрим случай изотермического звездного ветра ($n = 0$) без накопления магнитодипольного излучения ($\delta = 0$):

$$\frac{\cos^2 \psi + k}{r_0^2} = \frac{r_{Sh}^2}{r^2} \cos^2 \chi. \quad (42.VII)$$

Из соображений симметрии ясно, что в передней точке каверны (точке, ближайшей к нормальной звезде) $\cos \psi = \cos \chi = 1$. Отсюда получаем расстояние до передней точки:

$$r_+ = \frac{r_{Sh}}{\sqrt{k+1} + r_{Sh}}. \quad (43.VII)$$

Аналогично находим расстояние r_- до задней точки каверны. Так как

$$\frac{k}{r_0^2} = \frac{r_{Sh}^2}{r_-^2} \quad \text{и} \quad r_- - r_0 = 1,$$

то

$$r_- = \frac{r_{Sh}}{\sqrt{k} - r_{Sh}}. \quad (44.VII)$$

Если $r_{Sh} < \sqrt{k}$, каверна закрыта. Значение k порядка отношения квадрата скорости звука к скорости истечения звездного ветра, так что в реальных условиях $k \approx 10^{-4} - 10^{-6}$. Следовательно, замкнутые каверны должны быть достаточно компактны: $R_{Sh} \leq (10^{-2} - 10^{-3})a$. Неплохим приближением в большинстве ситуаций будет предположение $k = 0$.

Как уже упоминалось раньше, в плазме могут распространяться электромагнитные волны с частотой выше плазменной: $\nu_p \approx 9 \cdot 10^3 n_e^{1/2}$ Гц. Характерная плотность в звездном ветре оценивается из условия непрерывности:

$$n \approx 6,3 \cdot 10^{10} \dot{M}_{-6} a_{10}^{-2} v_8^{-1} \text{ см}^{-3},$$

где $a_{10} = a/10R_\odot$. Таким образом, магнитодипольное излучение будет

отражаться от стенок. Пусть коэффициент отражения $n_r \leq 1$. Тогда предыдущее рассмотрение остается справедливым, если переопределить радиус Шварцмана:

$$\tilde{r}_{\text{Sh}} = r_{\text{Sh}}/(1 - n).$$

Тогда

$$\tilde{r}_+ = \frac{r_{\text{Sh}}}{(1 - n)\sqrt{k + 1} + r_{\text{Sh}}} ;$$

Как видим, размер каверны увеличился. При $n_r \rightarrow 1$ каверна не может быть

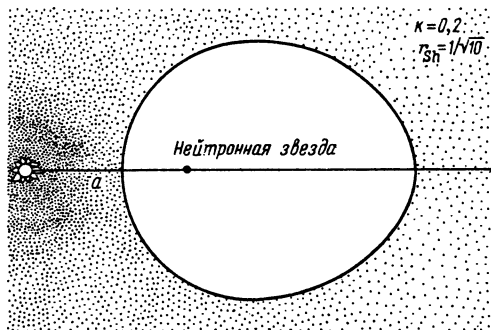


Рис. 92. Форма замкнутой каверны

стационарной. Она или всегда открыта, или квазипериодически пульсирует. В последнем случае замкнутая каверна расширяется вплоть до максимального значения r_{max} :

$$r_- \rightarrow r_{\text{max}} = \frac{1}{(k/r_{\text{Sh}}^2)^{1/3} - 1} .$$

На рис. 92 приведена форма замкнутой каверны.

Каверны вокруг одиночной нейтронной звезды. Полученные выше результаты легко обобщить на случай одиночной нейтронной звезды, взаимодействующей с межзвездной средой. Используем соотношение $\dot{M}_c = \pi R_G^2 \rho_\infty v_\infty$ (ρ_∞ и v_∞ — плотность межзвездной среды и скорость относительного движения). Тогда уравнение границы каверны принимает вид

$$\frac{\dot{M}_c v_\infty}{\pi R_G^2} \cos^2 \psi + P_\infty = \frac{L_m}{4\pi R^2 c} \cos^2 \chi + \frac{\delta L_m t}{3V} . \quad (45.VII)$$

Обозначим

$$k_1 = \frac{\pi R_G^2 P_\infty}{\dot{M} v_\infty} , \quad (46.VII)$$

$$R_{\text{Sh}} = \frac{1}{2} \left(\frac{L_m}{\dot{M} v_\infty c} \right)^{1/2} R_G$$

и перейдем к безразмерному параметру $r = R/R_G$. Тогда

$$\cos^2 \psi + k_1 = \frac{r_{\text{Sh}}^2}{r^2} \cos^2 \chi + \frac{\delta L_m t \cdot \pi R_G^2}{3 V \dot{M} v_\infty} .$$

Если $\delta = 0$, получим:

$$\cos^2 \psi + k_1 = \left(\frac{r_{Sh}}{r} \right)^2 \cos^2 \chi.$$

В соответствии с этим расстояния до передней и задней точек каверны равны:

$$r_+ = \frac{r_{Sh}}{\sqrt{1+k_1}},$$

$$r_- = \frac{r_{Sh}}{\sqrt{k_1}}.$$

Оценим размер каверны для типичного старого радиопульсара с $L_m \approx 10^{33}$ эрг/с. Темп аккреции \dot{M}_c в межзвездной среде не может существенно превышать значения $\sim 10^{10}$ г/с. Полагая в (46.VII) $v_\infty \approx 10$ км/с, получим $R_{Sh} \approx 10^2 R_G$, т.е. $R_{Sh} \approx 10^{16} - 10^{17}$ см. Внутри такой гигантской каверны может накапливаться магнитодипольное излучение. Тогда размер каверны будет расти: $R \sim t^{1/3}$.

Влияние релятивистского ветра на параметры аккрецируемого потока. Попытаемся учесть перестройку окружающей среды под действием излучения пульсара аналогично тому, как мы рассчитывали стационарные оболочки в режиме "пропеллера" (§ 1 гл. VI). Такой учет, проведенный Дэвисом и Принглom (1981), является развитием модели Риса и Ганна (1974) для Крабовидной туманности.

Пусть вокруг эжектирующей звезды образовалась каверна (для простоты будем считать ее сферической). Предположим, что вся энергия излучения пульсара L_m диссипирует на внутренней стенке каверны. Размер каверны, очевидно, равен по порядку величины радиусу Шварцмана. Вблизи внутренней границы оболочки скорость звука равна максимально возможному значению:

$$a_s = \frac{c}{\sqrt{3}}.$$

Так как $a_s \gg v_{ff}$, то градиент давления мал — давление в оболочке постоянно. С учетом этого из уравнения сохранения потока энергии (16.IV) получаем:

$$\begin{aligned} \rho &\sim R^4, \\ a_s &\sim R^{-2}, \quad R_{Sh} < R < R_{out}. \end{aligned} \tag{47.VII}$$

Внешний радиус горячей оболочки определяется из условия $a_s = a_\infty$:

$$R_{out} \approx \left(\frac{c/\sqrt{3}}{a_\infty} \right)^{1/2} R_{Sh} \approx 3 \cdot 10^{10} p^{-2} \mu_{30} \dot{M}_{15}^{-1/2} v_8^{-3} \text{ см.}$$

Из последнего решения (47.VII) следует, что отношение скорости звука к скорости свободного падения $a_s/v_{ff} \sim R^{-3/2}$. Следовательно, при замедлении нейтронной звезды v_{ff} становится порядка a_s сначала на внешней границе. Поэтому Дэвис и Прингл предположили, что оболочка коллапсирует

и эжекционная стадия прекращается, когда выполняется неравенство

$$R_{\text{out}} \ll R_G.$$

Это условие эквивалентно следующему неравенству на период:

$$p > p_E \approx 1,2 \dot{M}_{15}^{-1/4} \mu_{30}^{1/2} v_8^{-1/2} \text{ с.} \quad (48.VII)$$

Если же радиус светового цилиндра больше радиуса захвата, $R_l > R_G$, то остается старое условие для окончания стадии эжекции (см. формулу (49.III)). Формулой (48.VII) нужно пользоваться, если

$$\dot{M}_{15} \ll 70 v_8^4 \mu_{30}^2 m_x^{-4}.$$

Итак, учет обратного влияния излучения пульсара на свойства аккрецируемой плазмы привел к тому, что стадия эжекции стала возможной даже тогда, когда радиус Шварцмана меньше радиуса захвата. Видно, что при этом оценка критического периода p_E не сильно меняется. Это связано, в первую очередь, с тем, что мощность пульсара, а вслед за ней и давление пульсарного ветра, очень сильно зависит от периода (как $\sim p^{-4}$). Не ясно, однако, будет ли оболочка устойчива, когда ее внутренний радиус станет меньше радиуса захвата.

В работе Липунова и Прохорова (1983) предложен следующий сценарий для случая, когда $R_{\text{Sh}} < R_G$, который учитывает возможный вклад давления накопленного магнитодипольного излучения. Задача становится нестационарной.

Предположим, что магнитодипольное излучение, отражаясь от стенок каверны, накапливается внутри нее, не давая каверне "схлопнуться". Если радиус каверны $R < R_G$, условие на ее границе записывается в виде

$$\frac{L_m t}{4\pi R^3} \approx \frac{\dot{M}_c}{4\pi R^2} \sqrt{\frac{2GM_x}{R}}. \quad (49.VII)$$

Как видим, давление излучения в такой каверне растет быстрее (как $\sim R^{-3}$), чем давление плазмы (как $R^{-5/2}$). Каверна очень быстро наполняется излучением и начинает распухать (как t^2). Когда радиус ее достигнет радиуса захвата, сила тяжести перестанет играть роль. Каверна, увеличивая слегка свои размеры, будет отрываться от нейтронной звезды и всплывать в звездном ветре, истекающем с нормального компонента. Каверна наряду с магнитодипольным излучением может содержать и релятивистские частицы (также отражающиеся от границы каверны). Всплывая и лопааясь, такие каверны должны давать достаточно короткие радиовспышки. Легко оценить полную энергию и характерное время повторения радиовспышек, используя равенство (49.VII) при $R = R_G$. Энергия радиовспышки:

$$E_b = L_m t_b \approx 2,4 \cdot 10^{35} \dot{M}_{-6} v_8^{-5} m_x^2 a_{10}^{-2} \text{ эрг.} \quad (50.VII)$$

Время повторения вспышек (t_b) и их продолжительность (δt_b):

$$t_b \approx \left(\frac{a}{R_{\text{Sh}}} \right)^2 \frac{R_G}{c}, \quad \delta t_b \approx \frac{R_G}{c}; \quad (51.VII)$$

t_b меняется при $R_G \approx 10^{10}$ см и $(a/R_{\text{Sh}}) \approx 10-10^2$ от нескольких сотен секунд до нескольких недель.